

ARTICLE PRINCIPAL RECOUVRANT
EN TOUT LA

THESE

présentée à

LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS VI

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE PARIS

(mention Sciences)

PAR

Sorin M. KLARSFELD

Première thèse :

ETUDE DE LA CONVECTION NATURELLE DANS LES MILIEUX POREUX

Deuxième thèse :

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

soutenues le 1 juin 1970 devant la Commission d'Examen

Président : Ed. A. BRUN

Examineurs : L. MALAVARD

M. CLOUPEAU

Invité : M. LEVECQUE

Champs de température associés aux mouvements de convection naturelle dans un milieu poreux limité

par

Sorin M. KLARSFELD

**REVUE GÉNÉRALE
DE THERMIQUE**

2, RUE DES TANNERIES • PARIS XIII • TÉL. : 707 20.23

Extrait du n° 108, Décembre 1970





Digitized by the Internet Archive
in 2026



convection thermique naturelle
 étude théorique
 milieu poreux
 milieu poreux
 température mesure
 transmission de chaleur
 température, mesure
 milieu poreux

Champs de température associés aux mouvements de convection naturelle dans un milieu poreux limité⁽¹⁾

par

Sorin M. KLARSFELD⁽²⁾
 Docteur de l'Université de Paris

NOTATIONS

α	allongement d'une cellule parallélépipédique
c	chaleur spécifique à pression constante
d	diamètre moyen (de grain ou fibre)
g	accélération de la pesanteur
H	distance entre parois chaude et froide d'une cellule
$I_{o\lambda_c}$	intensité de lumière incidente pour la longueur d'onde λ_c
I_{λ_c}	intensité de lumière transmise pour la longueur d'onde λ_c
K	perméabilité de la matrice solide supposée isotrope
L	hauteur d'une cellule verticale
n_v	indice de réfraction de la phase solide
n_l	indice de réfraction de la phase liquide
Nu^*	nombre de Nusselt
Ra^*	nombre de Rayleigh
T	température
T_1	température de la paroi froide
T_2	température de la paroi chaude
$\bar{T} = \frac{1}{2}(T_1 + T_2)$	température moyenne d'une cellule
t	temps

(1) Article principal de la thèse de Docteur de l'Université de Paris, dirigée par M. le Professeur E. BRUN et soutenue le 1^{er} juin 1970 à Paris. Communication présentée par M. KLARSFELD à la demi-journée d'études de la section SFT "Transferts de chaleur et de masse dans les milieux poreux", présidée par M. LE FUR, le 10 mars 1970.

(2) Chef de la section thermique, Laboratoire de Physique du Centre de Recherches Industrielles de Rantigny, Cie. de Saint-Gobain. Rantigny (Oise).

$\vec{V}$	vitesse de filtration
Z	profondeur d'une cellule
u, v	composantes suivant les axes Ox et Oy de la vitesse de filtration coordonnées
α	coefficient de dilatation volumique du fluide
$\Delta T = T_2 - T_1$	différence de température entre paroi chaude et froide
$\Delta \lambda$	intervalle de longueur d'onde
δ	épaisseur de couche limite thermique
ϵ	porosité
λ_a	conductivité thermique apparente
λ^*	conductivité thermique apparente du milieu poreux saturé avec fluide interstitiel immobile
λ	longueur d'onde
λ_c	longueur d'onde d'un filtre de Christiansen
μ	viscosité dynamique du fluide
ν	viscosité cinématique du fluide
ρ	masse volumique du fluide interstitiel
ρ_a	masse volumique apparente de la phase solide
φ	densité de flux de chaleur
$(\rho c)_f$	chaleur volumique de la phase fluide (à pression constante)

INDICES

f	fluide
s	solide
*	caractérise une grandeur définie en milieu poreux

1. — INTRODUCTION

Dans l'étude du transfert de chaleur à travers les milieux poreux à cellules ouvertes et plus particulièrement dans les milieux fibreux destinés à l'isolation thermique, la convection naturelle a, jusqu'ici, été souvent négligée. Dans la plupart des cas, elle était considérée comme un élément perturbateur de faible importance. C'est pourquoi les travaux consacrés à l'étude de ce phénomène sont peu nombreux.

Le domaine de recherches concernant ce mode de transfert a été récemment élargi. Certaines conditions d'utilisation des isolants, rares autrefois, sont maintenant courantes : très basses températures, hautes températures combinées avec de fortes pressions, emploi de matériaux nouveaux dont la porosité peut atteindre 0,997. En effet, de nouvelles conditions d'utilisation des isolants et l'utilisation de matériaux de haute porosité en technologie nucléaire et en cryogénie posent des problèmes particuliers dus à l'importance de la convection naturelle.

Un des problèmes actuels est celui de l'isolation avec des matériaux poreux (fibres de verre, matériaux pulvérulents, etc...) des réacteurs nucléaires dont la cuve est en béton précontraint. Le calorifuge poreux soumis à une différence de température d'environ 400°C est baigné par un fluide caloporteur à pression élevée, souvent de l'anhydride carbonique à 40 bar. Les essais effectués ont montré l'intérêt technologique de ce type d'isolation par matériaux poreux et ont, en même temps, mis en évidence la contribution considérable des phénomènes convectifs au transfert de chaleur. Mais les résultats actuels sur la convection naturelle dans les milieux poreux ne permettent pas une interprétation quantitative des résultats des mesures de conductibilité thermique apparente de ces calorifuges, et, surtout, ne permettent pas la prévision de leur comportement en fonction des conditions d'utilisation. Les études antérieures, [3] à [15], bien que formant un ensemble important, sont difficilement exploitables car les conclusions que l'on peut en tirer n'ont pas une portée assez générale.

Il a donc paru indispensable d'approfondir les connaissances actuelles sur le transfert de chaleur par convection naturelle dans un milieu poreux, tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental.

2. — EQUATIONS GENERALES DU TRANSFERT DE CHALEUR PAR CONVECTION NATURELLE DANS UN MILIEU POREUX

Du point de vue théorique, la convection naturelle d'origine thermique en milieux poreux a fait déjà l'objet d'études antérieures portant notamment sur des problèmes de géothermie (mouvement de l'eau souterraine et nouvelles théories sur le mécanisme des phénomènes volcaniques). En effet, l'analyse théorique faite par Horton et Rogers en 1945 [20] et plus tard et indépendamment d'eux par Lapwood en 1948 [21], constitue une extension aux milieux poreux des équations et des méthodes utilisées pour décrire le transfert de chaleur dans une couche horizontale de fluide visqueux [16] [17]. Dans ces équations, on remplace les forces de viscosité des équations Navier-Stokes par des forces de filtration et les vitesses locales par les vitesses de filtration. Des calculs plus récents [22], [23], [25], [26], [35], ont précisé davantage ces équations, mais il faut noter que les résultats se rapportent à un domaine d'application assez restreint quant aux conditions aux limites (plans horizontaux parallèles) et à la nature des matériaux poreux (en général, des couches de billes de diamètre moyen supérieur à 0,5 mm, de porosités comprises entre 0,35 et 0,45).

Les équations générales de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie décrivant le transfert de chaleur dans les milieux poreux en présence de convection naturelle (en supposant la matrice solide indéformable, homogène et isotrope, le fluide interstitiel sous une seule phase saturant le milieu et la température moyenne du fluide interstitiel égale à celle de la matrice solide : $T_s = T_f = T$) telles quelles ont été formulées dans [37] se simplifient si on suppose :

- le régime de transfert stationnaire,
- la vitesse de filtration suffisamment faible pour que $(\vec{V} \cdot \text{grad}) \vec{V} \approx 0$ (hypothèse de la théorie linéaire),
- le milieu poreux bidimensionnel.

Dans ce cas, les équations s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} &= 0 \\ u &= \frac{K}{\mu} \left(\rho g - \frac{\partial p}{\partial x} \right) \\ v &= -\frac{K}{\mu} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \\ u \frac{\partial}{\partial x} [(\rho c)_f T] + v \frac{\partial}{\partial y} [(\rho c)_f T] &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda^* \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda^* \frac{\partial T}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

auxquelles s'ajoute l'équation d'état du fluide interstitiel, ainsi que les autres fonctions exprimant la variation avec la température de c , μ et λ^* .

La résolution numérique, par un programme de calcul sur machine de ce système d'équations permet d'obtenir dans un domaine de fonctionnement donné, les composantes de la vitesse de filtration du fluide (champs de vitesse) et la température moyenne du milieu poreux en chaque point (champs de température). De ces résultats, il est aisé de déduire les valeurs locales et la valeur moyenne de la densité du flux de chaleur à la paroi.

La vérification expérimentale des résultats théoriques exige donc la mise au point de méthodes de mesure des températures et des vitesses locales, et des flux thermiques à la paroi. A notre connaissance, les études expérimentales ont essentiellement porté jusqu'ici sur la détermination de la conductibilité thermique apparente, c'est-à-dire, la mesure d'un transfert global de chaleur, faute de méthodes pratiques de mesure locales.

Nous nous sommes surtout attachés à mettre au point de nouvelles méthodes de mesures locales de température, capables de fournir des résultats susceptibles d'être confrontés avec les résultats théoriques.

Dans un milieu poreux saturé avec un gaz interstitiel sous pression, et soumis à de grandes différences de température, comme dans le cas de l'isolation des réacteurs nucléaires, les mesures locales présentent des difficultés particulières, qu'il est possible d'éviter en remplaçant le gaz par un liquide. En effet, les lois de similitude montrent, que dans ce cas, on peut se placer dans le même domaine de régime convectif qu'avec des cellules reproduisant les conditions réelles d'utilisation tout en travaillant à pression atmosphérique, à des températures voisines de la température ambiante, et avec des cellules de dimensions très réduites par rapport à celles qui seraient nécessaires si on utilisait un gaz.

Un autre avantage de l'utilisation d'un liquide comme fluide interstitiel, est la possibilité d'ajuster l'indice de réfraction du fluide à celui de la matière constituant la matrice solide (fibres ou poudre de verre), de manière à obtenir un milieu transparent. La transparence du milieu poreux permet d'utiliser des méthodes classiques de visualisation d'écoulement par traceurs colorés, et de dresser des profils de vitesse.

Enfin, le milieu poreux présente des propriétés particulières lorsque le liquide utilisé a exactement le même indice de réfraction que le verre, pour une certaine longueur d'onde λ_c : il se comporte comme un milieu optiquement homogène et parfaitement transparent pour cette longueur d'onde et diffusant pour les autres. Nous avons utilisé ce phénomène, connu sous le nom d'effet CHRISTIANSEN, [27], [30], pour mettre au point de nouvelles méthodes de mesure des températures locales, ne faisant intervenir aucun détecteur thermométrique de nature à perturber les phénomènes thermiques étudiés.

Ces méthodes nous ont permis d'étudier les phénomènes de convection naturelle dans des cellules parallélépipédiques complètement remplies par un milieu poreux saturé de fluide interstitiel.

3. — MESURES OPTIQUES DE TEMPERATURE EN MILIEU POREUX. PRINCIPE DE LA METHODE

3.1. — Bases physiques. Filtre optique de Christiansen

Un filtre optique de Christiansen [28], [29], est une cellule à faces transparentes planes-parallèles remplie d'un liquide incolore dans lequel est immergée une substance solide, transparente, homogène et isotrope, finement divisée, dont l'indice de réfraction est égal à celui du liquide pour une certaine longueur d'onde λ_c .

La figure 1 donne la forme générale des courbes de dispersion d'un solide $n_v = f(\lambda)$ et d'un liquide $n_l = g(\lambda)$ présentant cette propriété. Le milieu constitué par le mélange liquide-solide divisé n'est homogène du point de vue optique que pour une seule longueur d'onde, à savoir celle qui correspond au point d'intersection des courbes dont les coordonnées sont λ_c et $f(\lambda_c) = g(\lambda_c)$. Pour les rayons lumineux de longueurs d'ondes différentes de λ_c , le milieu est optiquement hétérogène et ces rayons seront fortement diffusés.

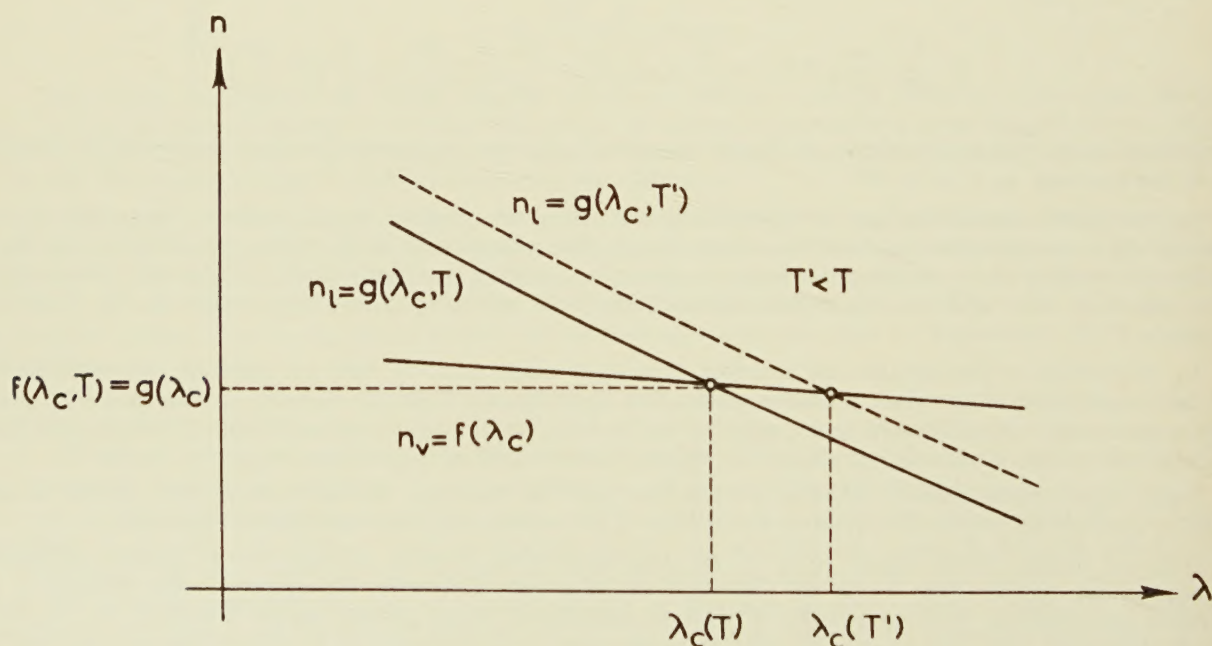


FIG. 1. — Courbes de dispersion d'un solide, $n_v = f(\lambda)$, et d'un liquide $n_l = g(\lambda)$, constituant un filtre de Christiansen.

Lorsqu'une cellule isotherme remplie d'un tel mélange est éclairée en lumière blanche dans un montage optique analogue à un montage strioscopique tel que celui représenté sur la *figure 2*, seule la lumière correspondant à un petit intervalle de longueurs d'ondes λ centré autour de λ_c traverse la cellule sans déviation notable et passe par l'ouverture du diaphragme D. On peut donc isoler par cette méthode, un intervalle étroit de longueur d'onde dans un spectre continu.

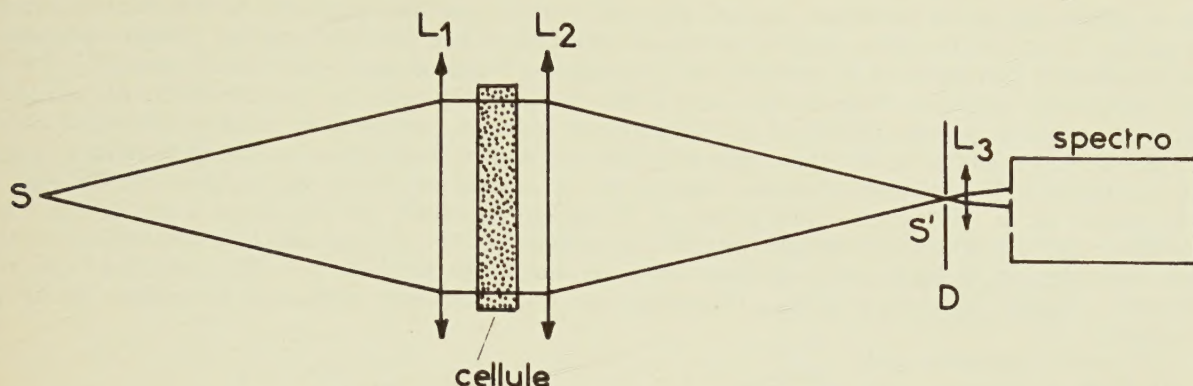


FIG. 2. — Montage optique pour l'étude de la bande passante d'un filtre de Christiansen (schéma de principe).

S source de lumière

L_1, L_2 lentilles

S' image de S

L_3 objectif formant l'image de la cellule sur la fente d'entrée du spectrographe

D diaphragme de sélection

3.2. — Application du phénomène à la détermination d'une température

Par suite de l'inégalité des coefficients de dilatation de la phase solide (le verre) et de la phase liquide, la longueur d'onde centrale λ_c de la bande passante d'un filtre de Christiansen est fonction de la température du filtre.

En effet, la courbe de dispersion du liquide se déplace lorsque la température varie (on a en fait $n_l = g(\lambda, T)$) alors que celle du solide reste pratiquement la même, le point d'intersection des deux courbes se déplace donc en fonction de la température comme le montre la *figure 1*.

Pratiquement, ce point d'intersection se déplace sur la courbe $n_v = f(\lambda)$. Si $T' < T$, on a $g(\lambda, T') > g(\lambda, T)$ et $\lambda_c(T') > \lambda_c(T)$. Donc la couleur d'un filtre de Christiansen vire au rouge si on le refroidit et au violet si on le chauffe.

La propriété d'un filtre de Christiansen d'être sensible aux variations de température, donc l'existence d'une fonction $\lambda_c = F(T)$, peut être à la base d'une méthode de mesure de la température : lorsqu'on aura déterminé la courbe $\lambda_c = F(T)$ pour un milieu donné, on pourra, inversement, déduire la température de ce milieu de la mesure de λ_c .

La détermination de la courbe $\lambda_c = F(T)$ pour des couples donnés solide-liquide, peut être déduite des courbes de dispersion de ces matériaux à différentes températures. On peut aussi la tracer directement en réalisant un filtre de Christiansen avec ces matériaux et en étudiant sa bande passante à différentes températures. Pour cela, le filtre est placé dans le montage représenté sur la *figure 2* et la lumière transmise par le diaphragme de sélection est analysée au moyen d'un spectrographe.

4. — PROCÉDES D'EXPLOITATION DE LA MÉTHODE

4.1. Méthode de l'analyse globale

Si la cellule remplie de milieu poreux et placée dans le système optique de la *figure 2*, n'est plus isotherme, mais qu'il existe des gradients de températures perpendiculaires à la direction d'observation (c'est-à-dire parallèles aux faces transparentes), elle peut être considérée comme un ensemble de filtres Christiansen élémentaires juxtaposés, de dimensions suffisamment faibles pour qu'on puisse les supposer isothermes.

Pour un observateur dont l'œil est placé derrière le diaphragme de sélection, des cellules élémentaires de même température auront la même couleur, et, par conséquent, les isothermes seront des lignes isochromes.

La figure 13 est un exemple de visualisation obtenu en éclairant le milieu poreux par une lampe à incandescence. La forme générale des isothermes est bien mise en évidence par des changements de couleurs, et on obtient ainsi une visualisation du champ thermique pour l'ensemble de la cellule. Dans ce cas d'éclairage en lumière blanche, la couleur varie progressivement d'un point à l'autre et l'appréciation des valeurs locales de la température est assez subjective ; on a une visualisation semi-quantitative du champ thermique.

Si on utilise une source lumineuse donnant une série de raies monochromatiques, convenablement espacées dans le spectre, les rayons de même longueur d'onde ne traverseront sans déviation que des cellules élémentaires, dont la température correspond à la condition de "transparence" imposée par l'effet Christiansen [33]. Des isothermes apparaissent alors sur fond sombre, sous forme de lignes brillantes de couleurs différentes auxquelles un étalonnage préalable permet d'attribuer des températures précises. Comme dans le cas précédent, on obtient une vue globale de l'ensemble de la cellule, mais on a une visualisation quantitative du champ thermique (analyse globale quantitative). Un exemple de résultat obtenu par ce procédé est donné sur la figure 17. Les sept isothermes, visibles sur la photographie sont obtenues en éclairant la cellule par une lampe à arc Hg-Cd : elles correspondent aux raies d'émission les plus intenses du mercure et du cadmium dans le spectre visible. Les températures indiquées sur la figure, sont obtenues après un étalonnage préalable $T = T(\lambda_c)$ établi à l'aide d'un spectromètre à réseau. De telles courbes d'étalonnage ont été déterminées pour tous les milieux étudiés par cette méthode.

4.2. — Méthode de l'analyse point par point

Il est évident que la méthode d'analyse globale quantitative (visualisation par une source donnant une série de raies monochromatiques) présente de grands avantages. Elle permet d'obtenir rapidement, par simple enregistrement photographique la carte précise des isothermes. Mais cette méthode optique n'est utilisable que dans la mesure où les lignes brillantes qui matérialisent des isothermes sont suffisamment étroites pour que l'on puisse en situer la partie centrale avec précision. L'expérience montre que les conditions nécessaires pour l'application de cette méthode ne sont remplies que dans certains cas, en général pour des milieux poreux à faible porosité, comme par exemple, les poudres de verre.

Il existe d'autres cas intéressants du point de vue thermique (par exemple le cas des milieux de haute porosité) pour lesquels cette méthode n'est pas utilisable. On doit alors avoir recours à une analyse spectrale du rayonnement émergent en chaque point de la cellule.

Une analyse spectrométrique serait en pratique incommode, et nous avons choisi d'effectuer alors des mesures colorimétriques qui consistent à comparer les intensités lumineuses correspondant à deux bandes spectrales voisines [31], [32].

Pour cela on utilise un pinceau fin de lumière incidente, normal aux faces transparentes de la maquette d'essai. La "couleur" de la fraction de rayonnement incident qui traverse le milieu poreux sans déviation, est analysée en mesurant les intensités lumineuses I_{λ_1} et I_{λ_2} pour deux bandes spectrales voisines centrées sur les longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 , ces deux bandes étant isolées successivement à l'aide de deux filtres optiques. La valeur du rapport $I_{\lambda_1}/I_{\lambda_2}$ permet de déterminer la température locale du milieu poreux après un étalonnage préalable effectué avec des cellules isothermes. On peut mesurer la température en chaque point, en procédant à un balayage de la maquette par le pinceau de lumière.

Pour mesurer les températures des maquettes non isothermes, on commence par enregistrer la courbe $I = I(y)$ sur un enregistreur XY, successivement pour trois bandes spectrales centrées sur λ_1 , λ_2 et λ_3 , entre $y = 0$ et $y = H$, et ceci pour dix plans horizontaux équidistants. Ensuite on dépouille les enregistrements en établissant un tableau à dix lignes et dix colonnes pour les rapports $I_{\lambda_2}/I_{\lambda_1}$, $I_{\lambda_2}/I_{\lambda_3}$ et on convertit les valeurs de ces rapports en températures, en utilisant les courbes d'étalonnage tracées antérieurement. Le champ thermique bi-dimensionnel du milieu poreux est ainsi représenté par un tableau de températures. Différentes isothermes du champ peuvent être tracées par interpolation des résultats précédents.

4.3. — Description des installations

La maquette contenant le milieu poreux à étudier est une cellule parallélépipédique, dont les éléments principaux sont indiqués sur les figures 3 et 4.

- Les faces métalliques parallèles (aa' dd') et (bb' cc') constituent les parois isothermes, chaude (T_2) et froide (T_1) de la maquette. Ces faces limitent deux cuves en duralumin dont les températures sont maintenues constantes à l'aide de deux circuits de fluides thermostatés.

- Les faces parallèles (aa'bb') et (cc'dd') en Teflon, constituent les parois athermanes de la cellule. Les dimensions de ces parois fixent la distance H entre les faces chaude et froide de la maquette.

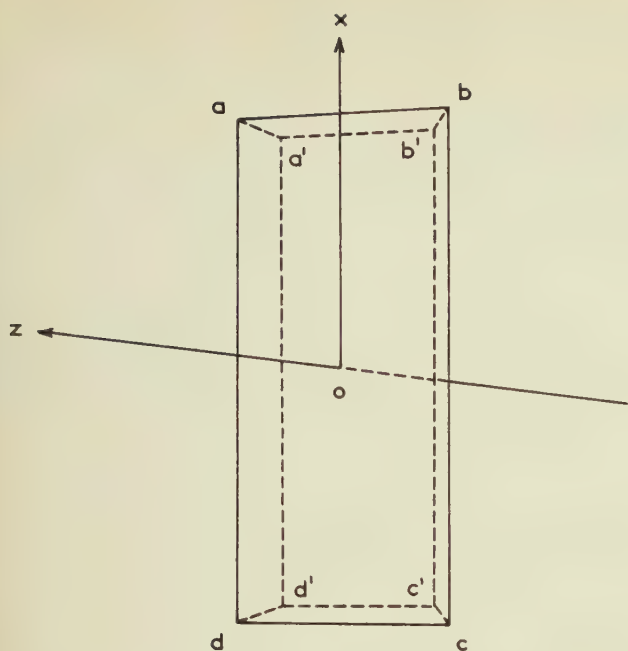


FIG. 3. — Schéma de la cellule contenant le milieu poreux

$aa'dd'$ paroi isotherme chaude
 $bb'cc'$ paroi isotherme froide
 $aa'bb'$ parois athermanes (Teflon)
 $cc'dd'$ parois athermanes (Teflon)
 $abcd$ parois transparentes
 $a'b'c'd'$ parois transparentes
 oz axe optique

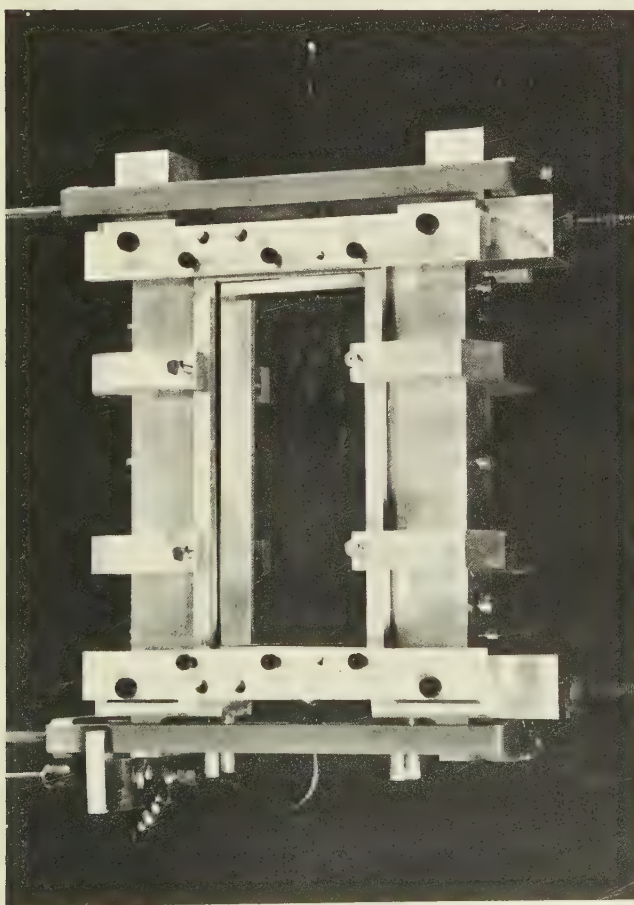


FIG. 4. — Maquette d'essai (vue d'ensemble)

— Les faces transparentes (abcd) et (a'b'c'd'), perpendiculaires à l'axe optique du montage sont constituées de plaques de glace d'une épaisseur de 2 mm. Elles sont appliquées sur les éléments précédents par l'intermédiaire de joints en Viton et fixent la profondeur Z de la maquette.

Le schéma du montage optique de l'installation utilisée pour la réalisation pratique de la méthode de l'analyse globale est présenté sur la *figure 5* et celui de la méthode de l'analyse point par point sur la *figure 6*. Tous les éléments formant l'ensemble des deux montages sont fixés sur des bancs optiques ayant des longueurs d'environ 2 m.

Une vue générale de l'installation de mesure des températures par la méthode de l'analyse point par point est donnée sur la *figure 7*.

Qu'il s'agisse de l'analyse globale ou point par point des champs thermiques, la précision des mesures de température dépend essentiellement de la largeur de la bande passante de chacun des filtres élémentaires de Christiansen constituant la cellule d'essai. Une étude expérimentale à l'aide d'un spectromètre à réseau, nous a permis de voir quelle est l'influence de divers paramètres sur la largeur de cette bande passante et de choisir les conditions expérimentales optimales pour la réalisation pratique des expériences de visualisation.

5. — CONVECTION NATURELLE DANS UNE CELLULE PARALLELEPIPEDIQUE VERTICALE (gradient thermique moyen horizontal)

5.1. Equations réduites et nombres sans dimensions associés

La convection naturelle a été étudiée dans un milieu poreux formé d'une matrice solide indéformable, constituée de fibres ou de poudre de verre et saturée par un liquide interstitiel. Ce milieu est contenu dans une cellule parallélépipédique étanche telle que celle de la maquette décrite au § 4.3. Les deux parois verticales isothermes sont respectivement portées aux températures T_1 et T_2 ($T_2 > T_1$). La distance entre les faces transparentes, sera considérée du point de vue thermique, comme infinie, c'est-à-dire que l'on suppose que les phénomènes thermiques sont bi-dimensionnels.

Pour mieux définir les conditions d'expérimentation et obtenir une représentation cohérente des résultats, il est nécessaire d'introduire des nombres sans dimensions [34].

En supposant les propriétés physiques du fluide constantes, les variations de densité avec la température étant négligeables sauf quant à leur influence sur les actions de la pesanteur (hypothèse de BOUSSINESQ), et la perméabilité de la matrice isotrope, on constate, en rendant adimensionnelles les équations du système (1) et les conditions aux limites, que les seuls paramètres intervenant sont :

— un nombre de Rayleigh de filtration :

$$Ra^* = g \frac{\alpha(\rho c)_f}{\nu} \cdot \frac{K}{\lambda^*} \cdot \Delta T \cdot d$$

— et l'allongement α introduit par les conditions aux limites :

$$\alpha = \frac{L}{H}$$

Cela montre que $T(x, y)$ et $\vec{V}(x, y)$ ne dépendent que de ces deux paramètres. En conséquence, le nombre de Nusselt, Nu^* , ne dépend ainsi que de ces deux paramètres :

$$Nu^* = \frac{\lambda_a}{\lambda^*} = f(Ra^*, \alpha)$$

5.2. — Intégration numérique

Le système d'équations (1) a fait l'objet d'une intégration numérique sur machine⁽¹⁾ [34] [35]. La convergence des solutions a été obtenue jusqu'à des nombres de Rayleigh de l'ordre de 10^3 .

L'examen des résultats des calculs montre l'existence possible de trois régimes de transfert de chaleur :

(1) La résolution numérique sur machine a été effectuée par le Centre de Calcul de la S^{té} Bertin à Plaisir

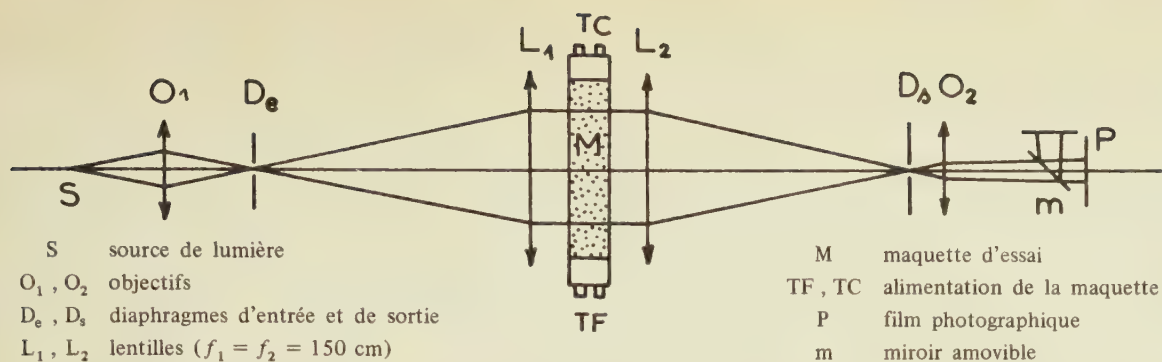


FIG. 5. — Schéma du montage optique pour la visualisation d'isothermes par la méthode de l'analyse globale quantitative et semi-quantitative

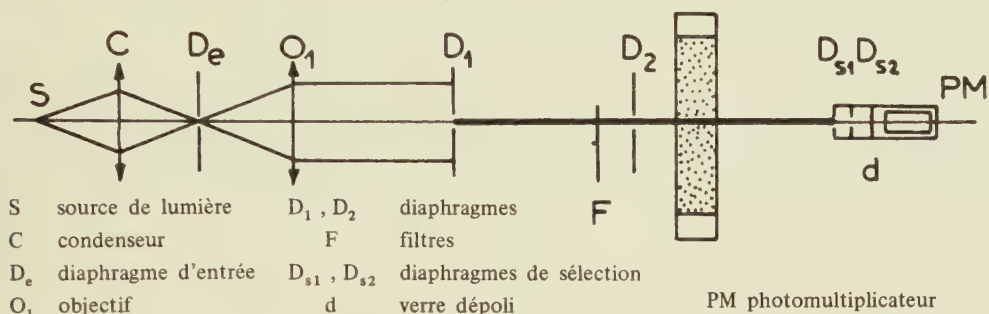


FIG. 6. — Schéma du montage optique pour la mesure des températures par la méthode de l'analyse point par point

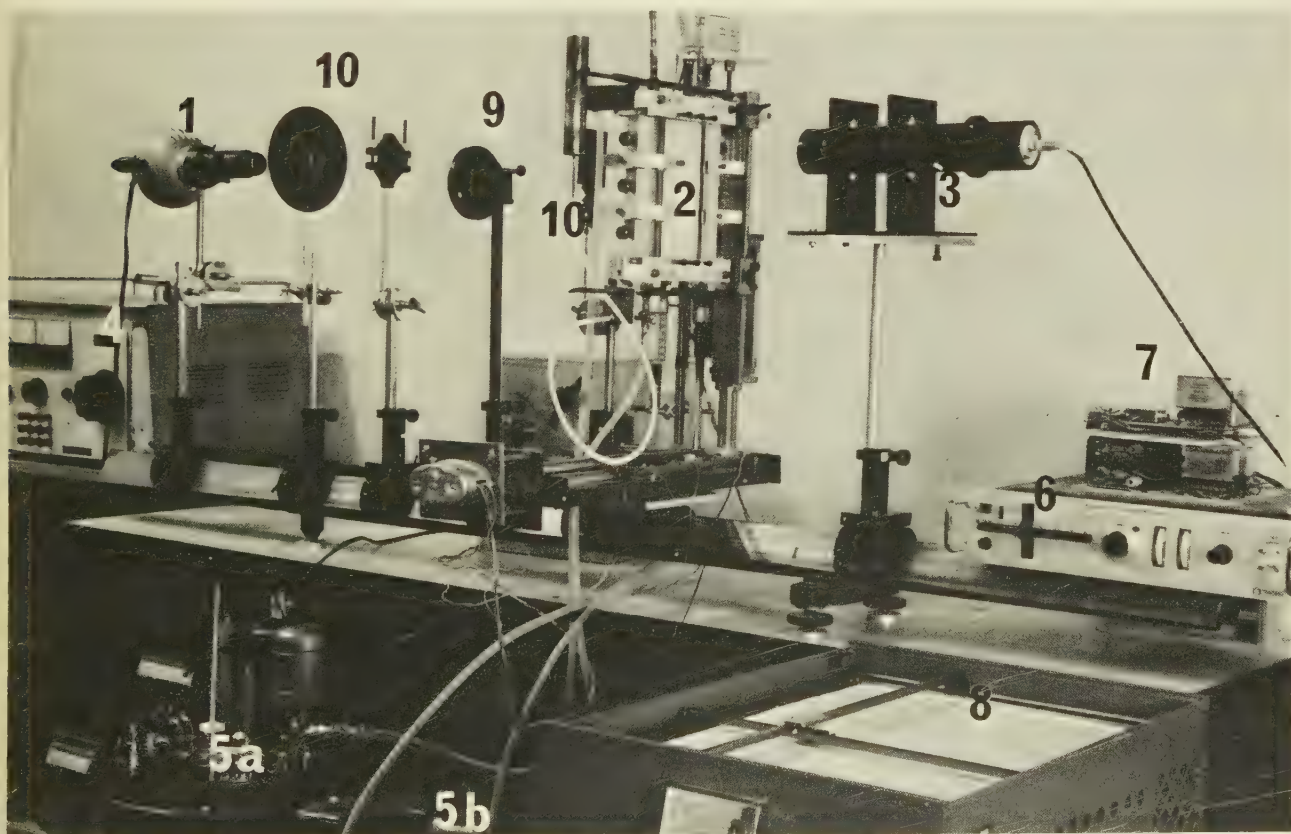


FIG. 7. — Installation pour la mesure des températures par la méthode de l'analyse point par point.
 1. source de lumière ; 2. maquette d'essai ; 3. photomultiplicateur ; 4. alimentation stabilisée ; 5a, 5b. thermostats "froid" et "chaud" ;
 6. alimentation HT ; 7. amplificateur ; 8. traceur de courbes XY ; 9. filtres optiques (tourelle) ; 10. diaphragmes.

– un régime “asymptotique”⁽¹⁾ où les isothermes sont parallèles aux parois, sauf aux extrémités supérieure et inférieure de la cellule et où le transfert de chaleur se fait par conduction bien que le fluide soit en mouvement (profil de vitesse quasi linéaire).

– un régime à “couches limites séparées” où le mouvement du fluide provoque une augmentation notable du transfert de chaleur en même temps que l’apparition de couches limites thermiques et dynamiques localisées au voisinage des parois. Le centre de la cellule est caractérisé par un noyau de fluide interstitiel immobile avec un gradient horizontal de température nul.

– un régime “intermédiaire” situé entre le régime asymptotique et le régime à couches limites séparées. La déformation des isothermes se produit tout au long de la cellule, sans présenter de paliers et le transfert par convection commence à être important (profil de vitesse en S).

5.3. — Intégration approchée

La forme de la fonction $Nu^* = f(Ra^*, \alpha)$ dans le cas d’une cellule parallélépipédique⁽²⁾ a été déterminée en utilisant une transposition des résultats obtenus pour la couche limite dans le cas du problème d’un mur vertical plan [32], [34].

Pour cela, on considère d’abord un milieu poreux limité par une plaque plane, verticale et isotherme. Lorsque la température de la paroi est supérieure à la température du milieu à l’infini, la couche limite est montante ; si cette température est inférieure à celle du milieu, la couche limite est descendante (fig. 8).

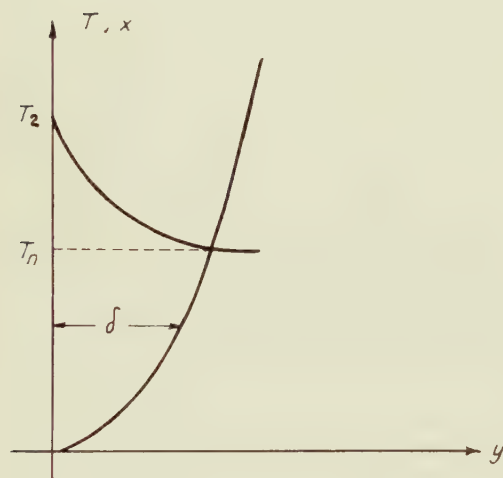


FIG. 8. — Epaisseur de couche limite thermique et profil de température dans le cas d’un mur plan vertical isotherme.

En supposant :

- que les propriétés physiques du fluide interstitiel sont constantes,
- que les composantes de la vitesse de filtration sont :

$$u(x, y) = 0, v(x, y) \neq 0,$$

– que la répartition des températures dans la couche limite est parabolique, c’est-à-dire que T est de la forme :

$$T_n + (T_2 - T_n) \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 \quad (2)$$

(1) La dénomination “asymptotique”, pour ce régime de transfert a été introduite par BATCHELOR [18] pour les cellules parallélépipédiques remplies de gaz, sans milieu poreux.

(2) Une telle transposition des résultats pour le mur plan, à une cellule, a été déjà tenté par ECKERT et CARLSON pour l’étude du transfert de chaleur par convection gazeuse sans milieu poreux [19].

on peut déduire des équations de mouvement, la répartition de la vitesse de filtration, dont la composante u est égale à :

$$u = \frac{g\alpha\rho(T_2 - T_n)K}{\mu} \left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2$$

En exprimant la condition de conservation d'enthalpie dans le volume de contrôle, on peut calculer l'épaisseur δ de la couche limite et à l'aide de celle-ci, la densité du flux φ à la paroi :

$$\varphi = -\lambda^* \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} = \sqrt{\frac{(c\rho)_f \lambda^* u_n}{20}} (T_2 - T_n) x^{-1/2} \quad (3)$$

où :

$$u = \frac{g\alpha\rho(T_2 - T_n)K}{\mu} \quad (4)$$

Dans le cas d'une cellule parallélépipédique, on suppose :

1) que les couches limites thermiques qui se forment le long des parois isothermes sont semblables, sauf aux extrémités de la cellule, à celles existant sur un mur plan, vertical, chauffé ou refroidi.

2) qu'il existe au centre de la cellule un noyau quasi isotherme dont la température est égale à la moyenne des températures des faces chaude et froide :

$$\bar{T} = \frac{T_1 + T_2}{2}$$

La répartition des vitesses et températures au voisinage des faces chaude et froide, et la densité du flux de chaleur à ces parois sont alors obtenues en remplaçant dans les relations du mur plan la température à l'infini par :

$$\frac{(T_1 + T_2)}{2}$$

Pour une cellule d'épaisseur H et de hauteur L , le transfert de chaleur par convection, pour l'ensemble de la cellule, en supposant les couches limites séparées peut s'exprimer par le nombre de Nusselt global :

$$Nu^* = \frac{\varphi}{\varphi^*} = \frac{-\int \lambda^* \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{y=0} dx}{\lambda^* (T_2 - T_1) L/H} = \text{const.} \sqrt{\frac{g\alpha(c\rho)_f (T_2 - T_1) K}{\nu\lambda^*}} \cdot \frac{H^2}{L^2} \quad (5)$$

En mettant en évidence le nombre de Rayleigh de filtration Ra^* et l'allongement, on peut encore écrire :

$$Nu^* = \text{const.} \sqrt{Ra^*/\alpha} \quad (6)$$

Cette relation n'est, en principe, valable que dans le cas du régime à couches limites séparées. En fait, on a trouvé que les valeurs du nombre de Nusselt calculées à partir de cette formule sont en bon accord avec les résultats numériques obtenus à partir du système d'équations (1), aussi bien dans le régime à couches limites séparées que dans le régime intermédiaire, à condition de remplacer la constante de l'équation (6) par l'expression $0,55 \text{ th } (0,575 \alpha)$.

On arrive ainsi à une expression semi-empirique du nombre de Nusselt :

$$Nu^* = 0,55 (Ra^*/\alpha)^{0,5} \text{ th } (0,575 \alpha) \quad (7)$$

qui n'a évidemment de sens que si le deuxième nombre est supérieur ou égal à 1.

Le domaine exploré à l'aide du programme de calcul pour établir la relation (7) est le suivant :

$$0,125 < \alpha < 100$$

$$10^{-1} < \frac{Ra^*}{A} < 10^3$$

Cette relation présente l'avantage de permettre une estimation rapide du transfert de chaleur à travers une structure isolante donnée.

5.4. — Conditions expérimentales

Matrice solide

Comme matrice solide du milieu poreux, on a choisi des fibres et des poudres de verre dont les caractéristiques sont les suivantes :

Fibres de verre TEL (matrice solide à haute porosité)

- diamètre moyen 2,5 ; 6 ; 12 μm
- masse volumique apparente : 15 à 160 kg/m^3
- porosité : 0,936 à 0,990
- perméabilité : $180 \cdot 10^{-12}$ à $5200 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$

Poudre de verre d'Aniche (matrice solide à basse porosité)

- diamètre moyen : environ 700 μm
- porosité : 0,4
- perméabilité : environ $600 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$

La perméabilité des matelas de fibres de verre a été déterminée expérimentalement en fonction de la masse volumique apparente, pour les trois catégories de diamètre de fibres par application de la loi de Darcy. Par contre, pour les poudres de verre, l'existence de relations bien vérifiées par l'expérience pour cette catégorie de milieux poreux, a permis le calcul de K en fonction du diamètre moyen et de la porosité.

Il faut mentionner qu'en général, un matelas fibreux peut être considéré comme anisotrope en ce qui concerne la perméabilité. En effet, la valeur $K_{\perp}$ de cette perméabilité, en écoulement perpendiculaire au plan de fibrage (défini par le plan x, y de formation des feutres) est plus petite que sa valeur, $K_{\parallel}$, en écoulement parallèle au plan de fibrage. Mais le plan de fibrage des matelas formant les échantillons étant normal aux parois froide et chaude de la cellule, on peut considérer que le milieu est isotrope dans le plan xy (plan dans lequel le mouvement convectif a lieu) et utiliser dans les calculs, uniquement $K_{\parallel}$.

Fluide interstitiel

Pour les fibres de verre de diamètre 6 et 12 μm , comme pour la poudre de verre d'Aniche $630 < d < 800 \mu\text{m}$, le fluide interstitiel utilisé est le chlorobenzène dont les caractéristiques sont les suivantes :

- coefficient de dilatation volumique $\alpha = 0,985 \cdot 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ (entre 0 et 30°C)
- chaleur spécifique (à pression constante) $c = 1290 \text{ J/kg}^{\circ}\text{C}$ (à 20°C)
- masse volumique $\rho = 1219 (1 - 0,812 \cdot 10^{-3} \cdot T^{\circ}\text{C}) \text{ kg/m}^3$
- viscosité dynamique $\mu = 0,803 \cdot 10^{-3} \frac{273 + T^{\circ}\text{C}}{293} \text{ Pl}$
- conductivité thermique $\lambda = 0,134 + 2,3 \cdot 10^{-4} \cdot T^{\circ}\text{C} \text{ W/m}^{\circ}\text{C}$

Les propriétés des constantes physiques caractérisant le fluide interstitiel exception faite de la masse volumique et de l'indice de réfraction ne varient pas beaucoup dans le domaine de températures utilisé et elles sont calculées dans chaque cas pour la température moyenne de la cellule.

La porosité du milieu poreux fibreux étant extrêmement élevée, la conductivité thermique du milieu poreux est considérée égale à celle du fluide interstitiel. Le calcul de λ^* suivant le schéma parallèle ou série appliqué à ce milieu, justifie l'emploi de cette approximation.

Pour la poudre de verre, λ^* a été calculée suivant le modèle parallèle qui convient bien pour les milieux granulaires.

Conditions thermiques

Les écarts de températures et les températures moyennes utilisés doivent correspondre au domaine de transparence du milieu.

En pratique, on a choisi pour les fibres de verre et pour les poudres de verre, des températures moyennes respectivement égales à environ 22°C et 42°C . Les différences de températures T variaient suivant les expériences, de 12 à 60°C .

Configurations géométriques

Les variations d'allongement des cellules ont été obtenues en modifiant uniquement l'épaisseur des cellules ; trois valeurs de H ont été utilisées : 20, 40 et 80 mm. Dans toutes les expériences effectuées, la hauteur a été maintenue constante et égale à 180 mm.

5.5. — Expériences réalisées

Les conditions expérimentales des divers essais effectués en cellule verticale sont données par le *tableau 1*.
Les expériences 1, 2 et 15 correspondent au début de la convection dans des matrices solides de nature et de perméabilité très différentes.

Les expériences 3 à 14, relatives à deux types de fibres, correspondent à différentes valeurs du nombre de Nusselt, obtenues en faisant varier la différence de température ΔT , la perméabilité du milieu et l'allongement des cellules.

a) Les expériences 3 à 7 se rapportent à un allongement constant de 2,25, le Ra^* variant avec ΔT (influence de ΔT).

b) Les expériences 8 à 11 sont de même type que le groupe a) (même α , mêmes ΔT) mais pour un milieu poreux de perméabilité plus élevée (influence de K).

c) Les expériences 12 à 14, sont de même type que le groupe b) (même K , mêmes ΔT) mais pour un allongement supérieur (influence de α).

On voit que les nombres de Rayleigh varient entre 26 et 1600 et les nombres de Nusselt entre 1 et 13 (*tableau 1*)

TABLEAU I
Conditions expérimentales des divers essais effectués sur une
cellule parallélépipédique verticale

Milieux poreux	Exp. n°	T_1	T_2	$\bar{T}$	ΔT	α	Ra^*	Nu^*
Fibre de verre $\rho_a = 160 \text{ kg/m}^3$ $\epsilon = 0,936$ $\bar{d} = 6 \text{ }\mu\text{m}$ $K_{//} = 180 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$	1	16,0	54,0	35,0	38,0	4,5	44,2	1,5
Fibre de verre $\rho_a = 70 \text{ kg/m}^3$ $\epsilon = 0,972$ $\bar{d} = 6 \text{ }\mu\text{m}$ $K_{//} = 760 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$	2	17,0	22,0	19,5	5,0	2,25	47,9	2,2
	3	12,6	22,4	17,5	9,8		91,6	3,0
	4	15,0	30,0	22,5	15,0		147,6	3,8
	5	15,0	35,0	25,0	20,0		200,6	4,5
	6	13,0	40,0	26,5	27,0		252,4	5,2
	7	10,0	45,0	27,5	35,0		280,0	6,0
Fibre de verre $\rho_a = 40 \text{ kg/m}^3$ $\epsilon = 0,984$ $\bar{d} = 12 \text{ }\mu\text{m}$ $K_{//} = 5200 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3$	8	16,0	21,0	18,5	5,0	2,25	324,5	5,7
	9	18,0	28,0	23,0	10,0		649,0	8,3
	10	15,0	35,0	25,0	20,0		1298,0	11,8
	11	15,0	40,0	27,5	25,0		1622,5	13,3
Fibre de verre $\rho_a = 40 \text{ kg/m}^3$ $\epsilon = 0,984$ $\bar{d} = 12 \text{ }\mu\text{m}$ $K_{//} = 5200 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$	12	18,0	23,0	20,5	5,0	4,5	162,0	3,3
	13	18,0	28,0	23,0	10,0		324,0	4,7
	14	15,0	35,0	25,0	20,0		648,0	6,8
Poudre de verre $630 < \bar{d} < 800 \text{ }\mu\text{m}$ $K = 588 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$	15	25,0	60,0	42,5	35,0	4,5	37,9	1,4

Dans le cas des expériences 1 et 15, les isothermes ont été visualisées par la méthode globale quantitative (§ 4.1). Pour toutes les autres expériences, les isothermes ont été tracées à partir des mesures de température par la méthode point par point (§ 4.2).

5.6. — Résultats

L'examen des résultats obtenus (figures 9 à 13) pour les différents cas considérés, avec des cellules d'allongement égal à 2,25 ou 4,5, nous permet de faire les constatations suivantes sur l'évolution de l'aspect général des isothermes liée à la présence de convection naturelle dans le milieu poreux.

- Pour les valeurs très faibles de Ra^* , il n'y a pas de transfert de chaleur par convection et les isothermes sont parallèles aux parois métalliques verticales de la cellule. Le transfert se fait uniquement par conduction.
- Pour les valeurs faibles de Ra^* (de 20 à 50 environ) les isothermes sont légèrement incurvées près des extrémités de la cellule ; le mouvement du fluide interstitiel a commencé, mais le transfert par conduction reste prédominant (figure 9).

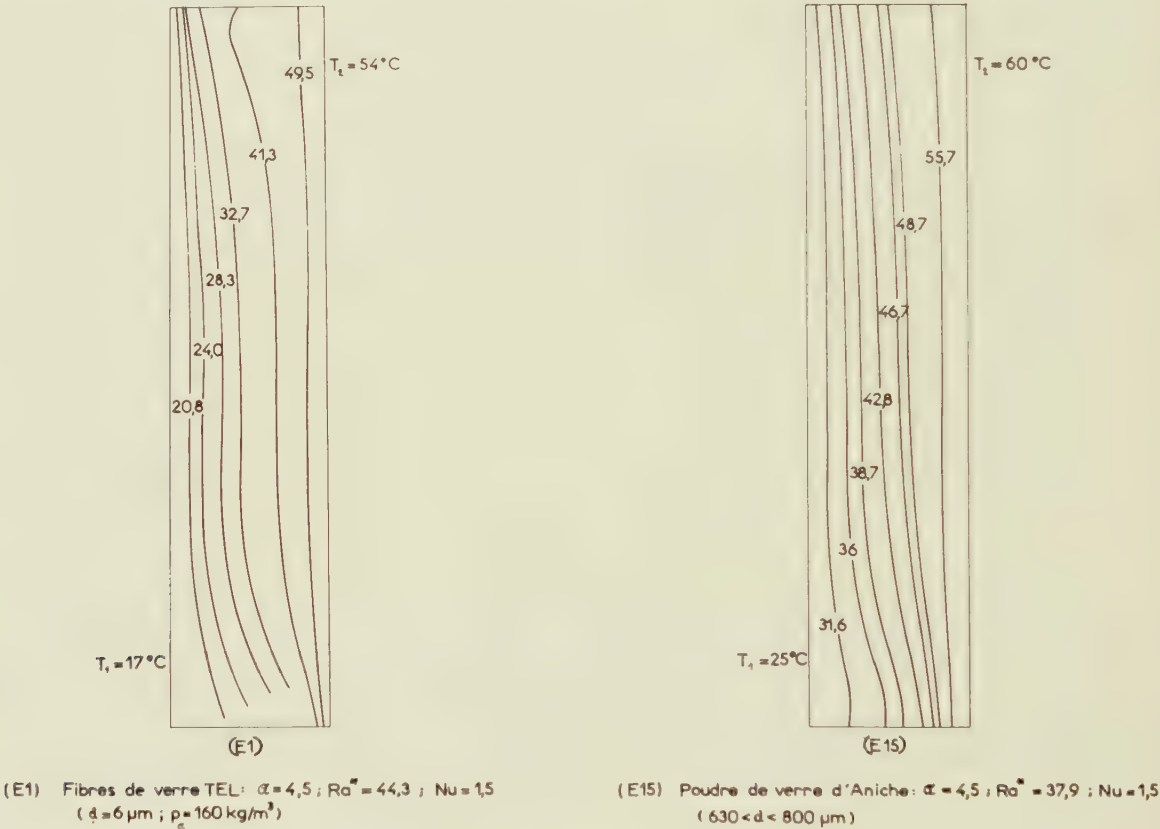
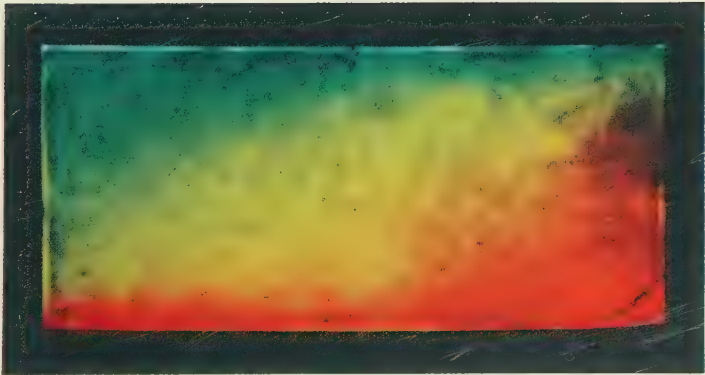


Fig. 9. — Cartes de températures.

- Pour Ra^* compris entre 50 et 500 environ (figures 10, 11 et 13), les isothermes sont déformées sur toute leur longueur. Ces déformations ne peuvent s'expliquer que par l'existence d'un mouvement convectif monotourbillonnaire dans la cellule. Le fluide interstitiel monte en s'échauffant le long de la paroi chaude et descend en se refroidissant le long de la paroi froide.
- Pour les valeurs de Ra^* supérieures à 500 environ (figures 11 et 13), les isothermes présentant des paliers horizontaux au centre de la cellule. Ces paliers s'expliquent par l'existence d'un noyau central de fluide interstitiel immobile où le gradient de température horizontal est nul. L'existence d'un tel noyau a été mise en évidence en injectant localement un traceur coloré en divers points de la cellule et en observant ses déplacements. L'ensemble des expériences faites par cette méthode montre bien que la partie centrale de la cellule est une zone de vitesse nulle pour le liquide interstitiel. La figure 13c correspond par exemple au cas où l'on

(E3) $K_f = 760 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$

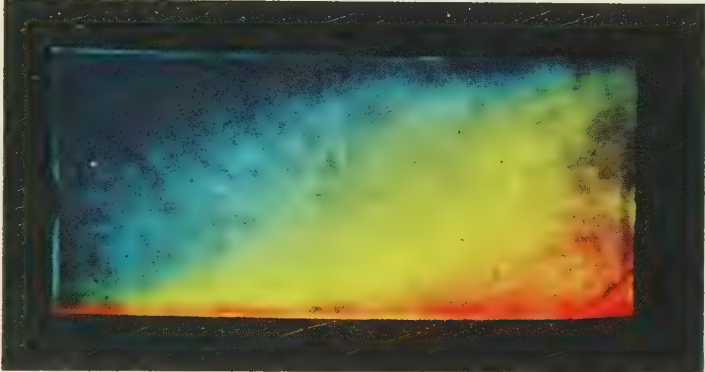


$T_1 = 12,6^\circ\text{C}$

$T_2 = 22,4^\circ\text{C}$

(a)
 $\alpha = 2,25$
 $Ra^* = 91,6$
 $Nu^* = 3,0$

(E6) $K_f = 760 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$

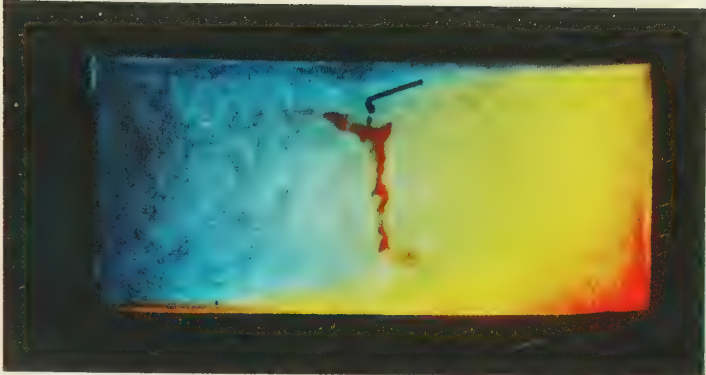


$T_1 = 13^\circ\text{C}$

$T_2 = 40^\circ\text{C}$

(b)
 $\alpha = 2,25$
 $Ra^* = 252,4$
 $Nu^* = 5,2$

(E11) $K_{1,1} = 5200 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$



$T_1 = 15^\circ\text{C}$

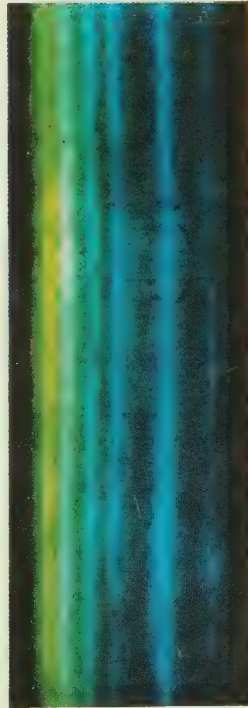
$T_2 = 40^\circ\text{C}$

(c)
 $\alpha = 2,25$
 $Ra^* = 1622,5$
 $Nu^* = 13,3$

FIG. 13

Fibres de verre TEL

$T_1 = 15,7^\circ\text{C}$



$T_2 = 55,2^\circ\text{C}$ $Ra^* = 44,3$

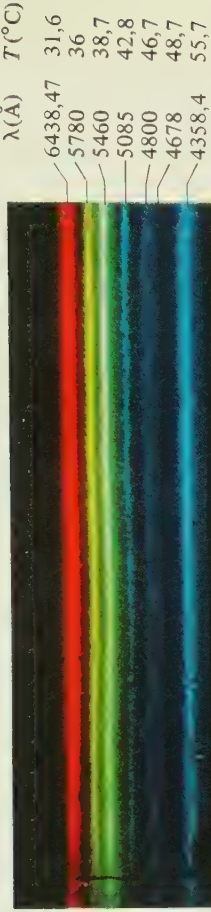
$T_1 = 5,3^\circ\text{C}$



$T_2 = 66^\circ\text{C}$ $Ra^* = 60$

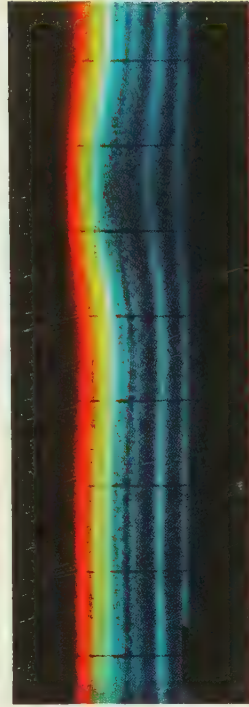
Poudre de verre

$T_1 = 25^\circ\text{C}$



$T_2 = 60^\circ\text{C}$ $Ra^* = 38$

$T_1 = 15^\circ\text{C}$



$T_2 = 70^\circ\text{C}$ $Ra^* = 59,7$

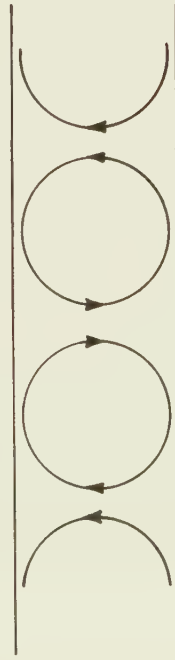


FIG. 16

FIG. 17

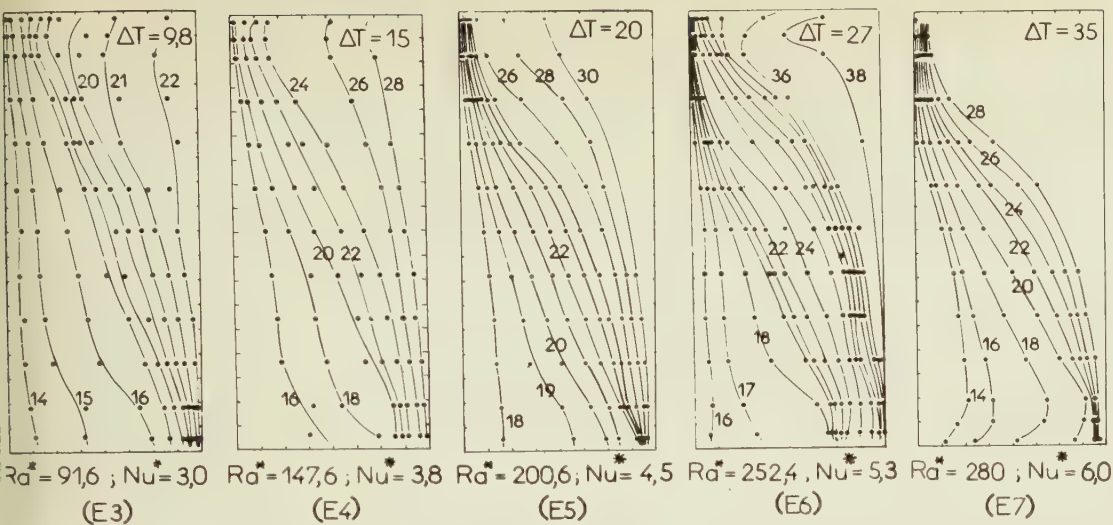


FIG. 10. — Cartes de températures.

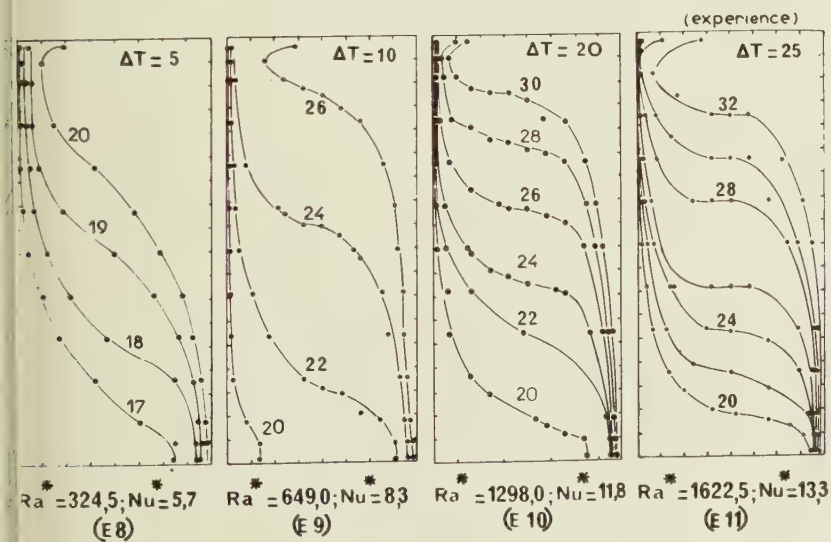
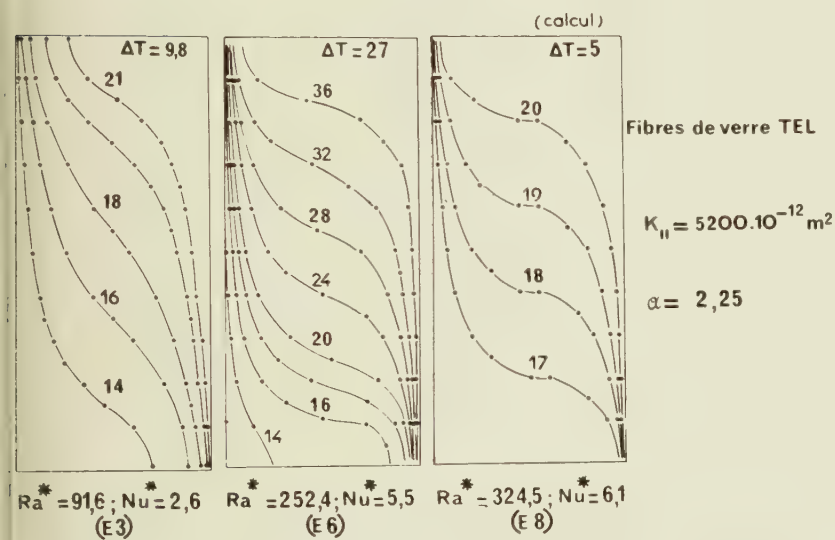
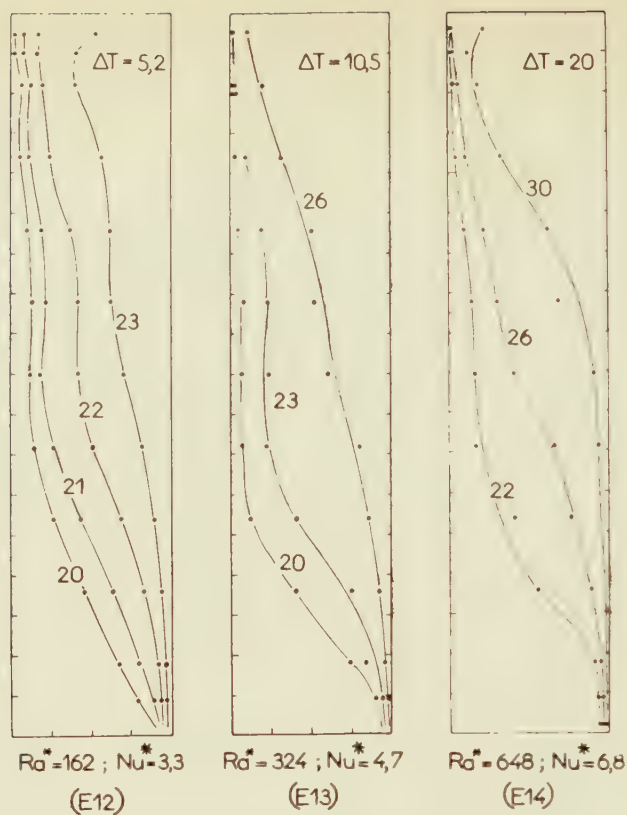


FIG. 11. — Cartes de températures obtenues expérimentalement et par le calcul.



Fibres de verre TEL : $K = 5200 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$
 $\alpha = 4,5$

FIG. 12. — Cartes de températures.

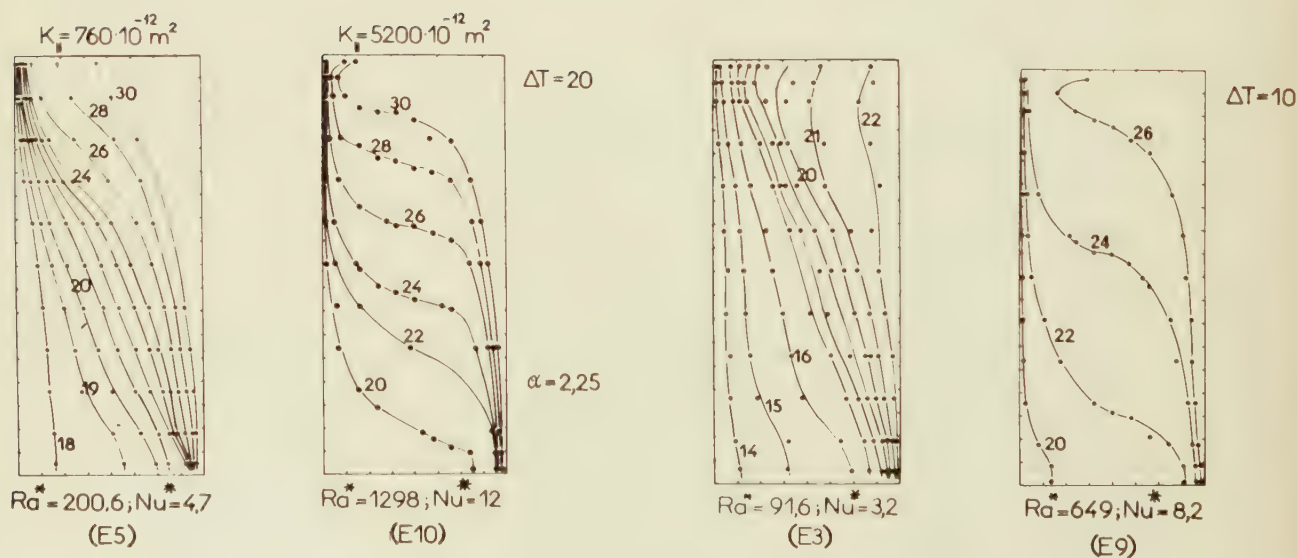


FIG. 14. — Cartes de températures.

a injecté un filet fin horizontal de liquide coloré à mi-hauteur de la cellule ; on voit que ce filet se déforme seulement au voisinage des faces isothermes.

Les expériences 3 à 7 (figure 10) et 8 à 11 (figure 11) correspondent respectivement à un même milieu poreux et un même allongement des cellules ($\alpha = 2,25$). La distorsion des isothermes s'accroît au fur et à mesure que l'écart de température ΔT entre parois chaude et froide augmente, ce qui correspond à une augmentation de Ra^* .

Les expériences 5 et 10 et les expériences 3 et 9 (figure 14) correspondent à des milieux poreux différents (fibres de verre de perméabilités respectivement égales à $760 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ et $5200 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$) contenus dans des cellules de même allongement et soumis à des écarts de température identiques. La distorsion des isothermes indique une convection plus importante pour le milieu poreux ayant la perméabilité la plus élevée.

Les expériences 9 et 13 et les expériences 10 et 14 (figure 15) correspondent à des milieux poreux identiques (matrice solide de même nature et perméabilité) soumis aux mêmes écarts de température ΔT mais contenus dans des cellules d'allongement différent. La distorsion des isothermes met en évidence une diminution de l'importance de la convection, c'est-à-dire une diminution de Nu^* lorsque l'allongement augmente.

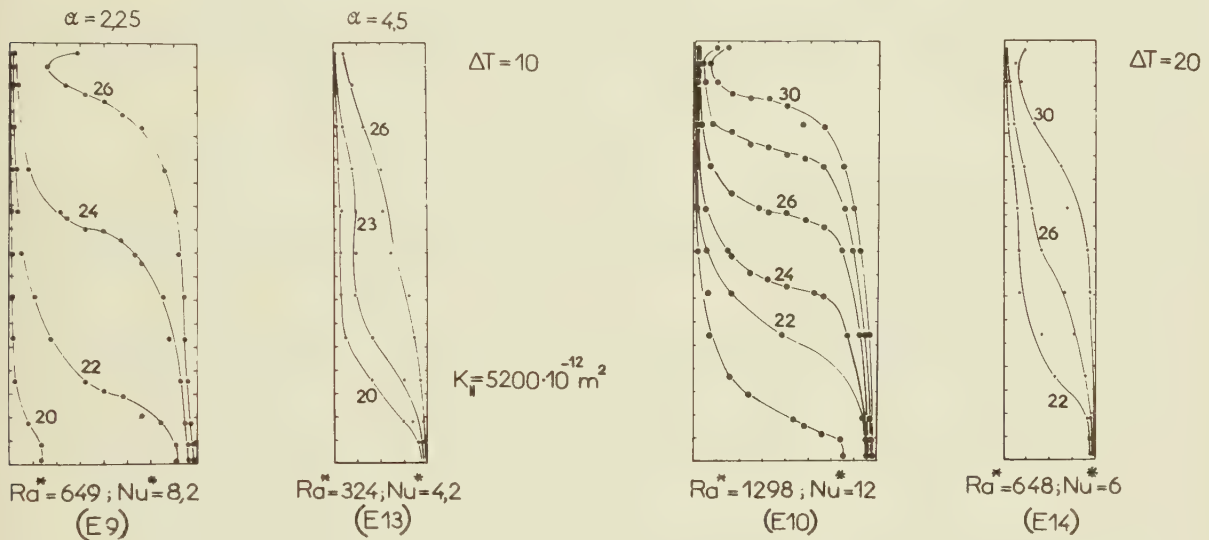


FIG. 15. — Cartes de températures.

Les cartes de températures obtenues expérimentalement ont été comparées aux cartes théoriques obtenus par résolution numérique du système d'équations représentant le transfert par convection. Cette comparaison a été effectuée dans le cas des expériences 3, 6 et 8. Les expériences 3 et 6 (figure 10) correspondent à des fibres de verre TEL de diamètre d égal à $6 \mu\text{m}$ et à une perméabilité K de $760 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$. L'expérience 8 (figure 11) correspond à des fibres de verre de diamètre égal à $12 \mu\text{m}$ et à une perméabilité de $5200 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$.

Pour ces trois cas, la résolution numérique des équations a été effectuée en tenant compte des variations réelles des coefficients ρ , c , μ et λ avec la température et en supposant adiabatiques les faces supérieures et inférieures de la cellule. La comparaison des résultats théoriques et expérimentaux (figure 11) montre que la convection observée est moins forte que le prévoit la théorie.

On peut supposer que ces désaccords proviennent en partie des imperfections du modèle expérimental, telles que les fuites de chaleur à travers les faces transparentes de la maquette d'essai et les variations locales des perméabilités ($\pm 5\%$ de la valeur moyenne).

Par contre, on constate sur l'ensemble des cas étudiés expérimentalement (figure 11) que l'évolution de la forme des isothermes lorsque Ra^* augmente, correspond bien à l'évolution prévue par la théorie. En particulier, on retrouve sur les cartes obtenues expérimentalement, les trois régimes d'écoulement convectif prévus par la théorie : le régime asymptotique, le régime intermédiaire et le régime à couches limites séparées.

Il faut noter sur les cartes 8, 9, 10, 11 de la figure 11, la forme particulière des isothermes au voisinage des parois horizontales en Teflon. Cette forme en crochet apparaît aussi bien sur les cartes de température obtenues par la méthode point par point (figures 10 et 11) que sur les photographies directes d'isothermes (figure 9).

obtenues par la méthode de l'analyse globale quantitative. Cette forme en crochet n'est pas prévue par les résultats théoriques obtenus en supposant que les parois horizontales sont adiabatiques.

Ces résultats expérimentaux ont montré la nécessité d'améliorer le modèle théorique utilisé. De nouveaux calculs ont été effectués en modifiant les conditions aux limites. En supposant que le gradient thermique est constant le long des faces intérieures des parois horizontales (que l'on considérait antérieurement comme athermanes) on retrouve effectivement par le calcul, cette forme en crochet des isothermes au voisinage des parois horizontales.

6. — CONVECTION NATURELLE DANS UNE CELLULE PARALLELEPIPEDIQUE HORIZONTALE
(gradient thermique moyen vertical)

6.1. — Description des conditions expérimentales et des expériences réalisées

Les conditions expérimentales, très semblables à celles qui ont été choisies pour l'étude des cellules verticales, sont résumées dans le *tableau 2*.

On a utilisé deux milieux poreux :

- les fibres de verre TEL de diamètre moyen 6 μm , à masse volumique élevée ($\rho = 160 \text{ kg/m}^3$) avec du chlorobenzène,
- et les poudres de verre d'Aniche, $630 < d < 80 \mu\text{m}$, avec du chlorobenzène.

L'épaisseur H entre les deux faces chaude et froide horizontales était de 40 mm et les dimensions L et Z étaient respectivement égales à 180 et 42 mm.

La variation du nombre de Rayleigh de filtration a été obtenue en agissant uniquement sur la différence de températures entre les deux faces horizontales de la cellule. Pour des différences de températures variant de 35°C à 60°C, Ra^* variait de 38 à 65.

TABLEAU 2
Conditions expérimentales des divers essais effectués sur une cellule parallélipédique horizontale

Milieux poreux	Exp. n°	T_1	T_2	$\bar{T}$	ΔT	Orientation du flux	Ra^*
Fibres de verre $\rho_a = 160 \text{ kg/m}^3$ $\epsilon = 0,936$ $\bar{d} = 6 \mu\text{m}$ $K_{//} = 180 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$	16	15,7	55,2	35,4	36,5	↓	44,3
	17	15,7	55,2	35,4	39,5	↑	44,3
	18	5,3	59,6	32,5	54,3	↑	50,9
	19	5,3	66,0	35,6	60,7	↑	60,0
Poudre de verre $630 < d < 800 \text{ m}$ $K = 588 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$	20	25,0	60,0	42,5	35,0	↑	37,9
	21	15,0	70,0	42,5	55,0	↑	59,7

6.2. — Résultats

Dans une cellule remplie de fibres de verre, il n'y a pas de transfert de chaleur par convection lorsque la face chaude est en haut et les isothermes sont parallèles entre elles et aux parois horizontales.

Pour la même cellule, mais lorsque la face chaude est placée en bas, on observe, à partir d'une certaine valeur de ΔT , l'existence de mouvements de convection qui se traduisent par une ondulation des isothermes, indiquant que la convection apparaît pour un gradient de température un peu inférieur à 10°C/cm.

Si l'écart de température ΔT augmente, les ondulations des isothermes s'accroissent. C'est ce que l'on constate sur la *figure 16* (expériences 18 et 19) correspondant respectivement à des gradients de températures de 13,5

et $15,1^{\circ}\text{C}/\text{cm}$, et à des valeurs de Ra^* égales à 50,9 et 60. L'amplitude des ondulations augmente au fur et à mesure que ΔT croît ; la représentation graphique de la variation de cette amplitude pour l'une des isothermes, en fonction de ΔT , permet de déterminer par extrapolation, le ΔT correspondant à l'amplitude nulle, c'est-à-dire à la condition d'apparition du mouvement convectif. Pour les conditions expérimentales choisies, on trouve ΔT égale à 34°C . Le nombre de Rayleigh critique, calculé suivant l'expression de Ra^* donnée au paragraphe 5.1. est égal à 38.

Cette valeur est en bon accord avec les résultats théoriques de Horton et Rogers et de Lapwood, indiquant que le nombre de Rayleigh critique est égal à $4\pi^2$. On peut noter que les valeurs expérimentales obtenues par d'autres auteurs se situent généralement entre 36 et 44, [24], [25], [26], [36].

Il est intéressant de remarquer que l'ondulation des isothermes met en évidence la formation de rouleaux de convection analogues à ceux observés par Bénard dans le cas des couches horizontales fluides. Au bas de la *figure 16*, on a dessiné quatre rouleaux, le liquide interstitiel descendant suivant trois colonnes et montant suivant deux colonnes.

Des expériences similaires ont été réalisées avec des poudres de verre d'Aniche. Deux exemples de visualisation des isothermes sont donnés sur la *figure 17*. On trouve pour le nombre de Rayleigh critique, des valeurs sensiblement égales à celles trouvées pour les fibres de verre.

Notons que la *figure 17* correspond au cas où le compactage de la poudre de verre est plus poussé dans la partie gauche de la cellule ; la déformation des isothermes présente alors une dissymétrie caractéristique.

7. — CONCLUSIONS

Nous avons montré au début de cette étude, l'intérêt d'un approfondissement des connaissances actuelles sur le transfert de chaleur par convection naturelle dans les matériaux isolants (fibre de verre, matériaux pulvérulents, etc...).

Jusqu'ici, les expériences se sont souvent limitées à la détermination de la conductivité thermique apparente, c'est-à-dire à la mesure du transfert de chaleur global. La rareté des mesures locales, qui seraient cependant des plus intéressantes pour l'étude des phénomènes de transfert, semble due à l'absence de méthodes pratiques de mesures.

En utilisant l'effet Christiansen, nous avons mis au point des méthodes de mesures optiques des températures locales dans les milieux poreux saturés, qui permettent soit d'obtenir une visualisation directe d'isothermes, soit d'effectuer des mesures point par point.

Ces méthodes nous ont permis d'étudier la convection naturelle en régime permanent dans des cellules parallélépipédiques verticales ou horizontales remplies par des milieux poreux (fibres ou poudres de verre) saturés de liquide interstitiel.

Nos études ont porté sur l'évolution de l'aspect général du champ thermique en fonction des conditions expérimentales, celles-ci étant caractérisées par des nombres sans dimensions.

Dans le cas des maquettes horizontales, la détermination des isothermes dues à la convection révèle l'existence de rouleaux de Bénard, et nous avons trouvé expérimentalement pour le nombre de Rayleigh critique, des valeurs correspondant aux erreurs de mesures près, à la valeur $4\pi^2$ prévue par la théorie.

Pour les cellules verticales nous avons constaté sur l'ensemble des cas étudiés, que l'évolution de la forme des isothermes lorsque Ra^* augmente, correspond bien à l'évolution prévue par la théorie (régime asymptotique, régime intermédiaire et régime à couches limites séparées). La comparaison quantitative des résultats théoriques et expérimentaux montre cependant que la convection observée est moins forte que ne le prévoit la théorie : ceci peut être attribué au moins en partie, au fait que les conditions aux limites supposées par la théorie ne correspondent pas exactement aux conditions réelles des expériences. En ce qui concerne les phénomènes thermiques au voisinage des parois horizontales, les premières observations ont conduit à modifier le modèle mathématique initialement choisi, et on a pu effectivement retrouver théoriquement les formes particulières des isothermes observées aux extrémités des cellules.

Ces recherches ont été entreprises en Octobre 1965 à Rantigny, au Laboratoire de Physique (Section Thermique) du Centre de Recherches Industrielles de la Cie de Saint Gobain et se sont poursuivies sous Contrat Euratom entre Janvier 1967 et Mai 1969, en collaboration avec la Société Bertin. Indépendamment de ce contrat, la méthode d'analyse globale quantitative du champ des températures a été mise au point et utilisée pour l'étude de la convection en collaboration avec Monsieur M. Cloupeau, Maître de Recherche au Laboratoire d'Aérodynamique du C.N.R.S.

L'auteur tient à remercier tous ceux dont le soutien a permis la réalisation de ce travail, et, en particulier, Monsieur C. Jumentier, Chef du Service "Recherches, Applications et Produits Nouveaux de la Branche Iso-lation" (Direction Technique) de la Compagnie de Saint-Gobain.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] GROBER, ERK, GRIGULL. — Grundgesetze der Wärmeübertragung. *Springer Verlag, Berlin — Göttingen — Heidelberg*, 1957
- [2] WILKES (G.B.). — Heat insulation. *John Wiley & Sons Inc. New-York*, 1950.
- [3] ALLCUT (E.A.) EWENS (F.G.). — Thermal conductivity of insulating materials. *Canadian Journal of Research*, (1939), 17^A, n° 11, p. 209-215.
- [4] VERSCHOOR (J.D.) GREEBLER (P.). — Heat transfer by gas conduction and radiation in fibrous insulations. *Trans. of the ASME*, August 1952, p. 961-968.
- [5] LORENTZEN (G.) BRENDENG (E.). — The influence of free convection in insulated vertical walls. Progrès dans la science et la technique du froid, Comptes rendus du Xème Congrès International du Froid, vol. I, Copenhague 1959, *Pergamon Press* 1960, p. 294-303.
- [6] BERTIN & Cie. — Calorifugeage par laine de verre, Résultats d'essais sur petits modèles. *Notes techniques BERTIN* n° 29.32 du 13 Avril 1962 n° 29.35 du 25 Avril 1962, n° 29.46 du 18 juin 1962.
- [7] CAMMERER (W.F.). — Der Konvektionseinfluss auf die Wärmeleitfähigkeit von Wandisierungen aus Mineralfaserstoffen. *Allgemeine Wärmetechnik*, (1962), 11, n° 6, p. 95-101.
- [8] LEVEQUE (M.). — Conductivité, convection naturelle et perméabilité. *Revue Générale de Thermique*, (1963), II, n° 24, p. 1405-1408.
- [9] CALVET (P.). — Transmission de la chaleur dans les matériaux poreux à cellules ouvertes. *Revue Générale de Thermique*, (1963), II, n° 24, p. 1426-1430.
- [10] MARTIN (G.) HASELDEN (G.). — Heat transfer by natural convection in porous insulants. Progrès dans la science et la technique du froid. Comptes rendus du XIème Congrès International du Froid, vol. I, Munich, Août-Septembre 1963, *Pergamon Press*, 1965, p. 241-245.
- [11] HOGLUND (I.). — Thermal resistance of highly insulated outer walls. Handlingar n° 41, Transactions. *AB Svensk Byggtjänst*, Stockholm, 1963.
- [12] ZEHENDER (H.). — Einfluss der freien Konvektion auf die Wärmeleitfähigkeit einer leichten Mineralfasermatte. *Kältetechnik*, (1964), n° 10, p. 308-311.
- [13] PAYMAL (J.). — Les bases physiques de la conductivité thermique dans les isolants fibreux. *Verres et réfractaires* (1965), 19, n° 6, p. 403-415.
- [14] LORENTZEN (G.) BRENDENG (A.) FRIVIK (P.). — On the development of methods for measuring heat leakage of insulated walls with internal convection. Thermal Conductivity Proceedings of the Seventh Conference held at the National Bureau of Standards, Gaithersburg, Maryland, November 13-16, 1967, *NBS Special Publication 302*, p. 495-512.
- [15] PALJAK (I.). — Examination of convective heat transport in an air-proof cased plate of mineral wool. Annexe 1969-7, *Bull I.I.F.*, Commissions 2 & 6, Liège 1969, p. 231-241.
- [16] JEFFREYS (H.). — The stability of a layer of fluid heated below. *Phil. Mag.* (1926), 2, p. 833-844.
- [17] PELLEW (A.) SOUTHWELL (R.V.). — On maintained convective motion in a fluid heated from below. *Proc. Royal Soc.* 176 A, 1950.
- [18] BATCHELOR (G.K.). — Heat transfer by free convection across a closed cavity between vertical boundaries at different temperatures. *Quarterly of Applied Mathematics*, (1954), XII, n° 3, p. 209-233.
- [19] ECKERT (E.R.G.) CARLSON (W.O.). — Natural convection in an air layer enclosed between two vertical plates with different temperatures. *Int. Journal Heat and Mass Transfer*, (1961), 2, p. 106-120.
- [20] HORTON (C.W.) ROGERS (F.T.). — Convection

currents in a porous medium. *Journal of Applied Physics*, (1945), 16, n° 6, p. 367-370.

- [21] LAPWOOD (E.R.). — Convection of a fluid in a porous medium. *Proc. Cambr. Phil. Soc.* (1948), 44, p. 508-521.
- [22] WOODING (R.A.). — Steady state thermal convection of liquid in a saturated permeable medium. *Journal of Fluid Mechanics*. (1957), 2, p. 273-285.
- [23] GHEORGHITZA (S.). — The marginal stability in porous inhomogeneous media. *Proc. Cambr. Phil. Soc.* (1961), 57, p. 871-877.
- [24] SCHNEIDER (K.J.). — Investigation of influence of free thermal convection on heat transfer through granular material. Progrès dans la science et la technique du froid. Comptes rendus du XIème Congrès International du Froid, vol. I, Munich, Août-Septembre 1963, *Pergamon Press*, 1965, p. 247-254.
- [25] ELDER (J.M.). — Steady free convection in a porous medium heated from below. *Journal of Fluid Mechanics*, (1967), vol. 27, part 1, p. 29-48.
- [26] KATTO (Y.) MASUOKA (T.). — Criterion for the onset of convective flow in a fluide in a porous medium. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, (1967), vol. 10, n° 3 p. 297-309.
- [27] CHRISTIANSEN (C.). — Untersuchungen über die optischen Eigenschaften von fein verteilten Körpern. *Ann. Phys.* (1884), 23, p. 298-306.
- [28] RAMAN (C.V.). — The theory of the Christiansen experiment. *Proc. Ind. Acad. Sci.* (1949), 29, p. 381-390.
- [29] CLARKE (R.H.). — A theory for the Christiansen filter. *Applied Optics*, (1968), 7, n° 5, p. 861-868.
- [30] HELLER (J.P.). — Christiansen-type transparent porous media for flow studies. *Rev. Sci. Instr.* (1959), 30, p. 1056-1057.
- [31] THUREAU (P.). — Etude d'une méthode de mesure des températures utilisant la sensibilité thermique des couleurs de fluorescence. *Publication Scientifique et Technique du Ministère de l'Air*, n° 349, 1959.
- [32] KLARSFELD (S.) MICHEAU (P.) GROSSIN (R.). — Convection naturelle en milieu fibreux. Réunion d'information sur les travaux afférents aux caissons en béton précontraint et à leur isolation. *EURATOM*, Bruxelles, 7-8.11.1967, EUR. 4280 d/f/i/n/e. vol. II, 1969.
- [33] CLOUPEAU (M.) KLARSFELD (S.) GROSSIN (R.). — Visualisation d'isothermes dans un milieu poreux, par effet Christiansen. *C.R. Acad. Sc.*, t. 269, n° 4 (28 Juillet 1969) série B, p. 163.
- [34] MORDCHELLES-REGNIER (G.) MICHEAU (P.) PIROVANO (A.) (Sté Bertin) JUMENTIER (C.) (Cie de Saint-Gobain). TERPSTRA (J.S.) (Euratom). LECOURT (Y.) CHAVE (P.) BREUILLE (M.). (Cie des Ateliers & Forges de la Loire). — Recherches récentes effectuées en France sur l'isolation thermique des réacteurs nucléaires, Colloque sur les réacteurs poussés et à haute température refroidis par un gaz, Jülich 21/25 Octobre 1968, Advanced high temperature gas-cooled. reactors, *I.A.E.A. Vienna*, 1969, p. 529-544.
- [35] GROSSIN (R.) JANNOT (M.) MICHEAU (P.) PIROVANO (A.) (Sté Bertin) KLARSFELD (S.) (Cie de Saint-Gobain). — Echanges de chaleur par convection naturelle en milieu poreux. Réunion d'information sur les travaux afférents aux caissons en béton précontraint et à leur isolation. *EURATOM*, Bruxelles, 18-20 Novembre 1969 (en cours de publication).
- [36] COMBARNOUS (M.) LE FUR (B.). — Transfert de chaleur par convection naturelle dans une couche poreuse horizontale. *C.R. Acad. Sc. Paris*, t. 269, p. 1009-1012 (17 Novembre 1969) série B.
- [37] COMBARNOUS (M.). — Convection naturelle et convection mixte dans une couche poreuse horizontale. *Revue Générale de Thermique*, (1970) IX, n° 108, p. 1355-1375.

